

医学物理学

医学物理学 (译稿)

卷一 生物物理学 外探头

A.C.Damask 著

第一军医大学
西安医学院
湖南医学院
山西医学院
温州医学院
第二军医大学

物理教研室译

一九七九年十二月

前言

由于生命科学的内容日趋定量化，数学、物理学在生命科学中的地位就越来越重要，因此近年来国外有关生命科学用物理学的大学教材和医学物理学书甚多，很值得我们在教学中借鉴。有如美国宾州大学 G. K. Strother 编著的‘物理学及其在生命科学中的应用’已由四川医学院物理教研室译后内部刊印；美国东北大学 A. H. Cromer 著的‘生命科学物理学’已由北京医学院物理教研室翻译，即将出版；美国 MIT 东 B. Benedek 等著的‘物理学——医学和生物学方面的例证’卷一力学、卷二统计物理学、卷三电磁学译稿已基本完成，不久可望出版。美国 1978 年出版的这方面书籍，已见到的有：

J. W. Kane 著 Life Science Physics
John Wiley & Sons.

H. Q. Fuller 著 Physics - Including Human Applications
Harper & Row

Russell K. Hobbie Intermediate Physics for Medicine
and Biology
John Wiley & Sons

J. R. Cameron 著 Medical Physics
John Wiley & Sons

A. C. Damask Medical Physics Vol. 1 Physiological
Physics, External Notes
Academic Press

这些书,有的可作为医学生学教,有的可作为高年级大学生或研究生用。今年6月在广州举办的全国医学物理学讲习班上,同志们都普遍认为,如果能组织力量翻译供医学院物理教学学教是有意义的。为此先将 Demack 和 Cameron 两书译出。Demack '医学物理学'的卷一由第一军医大学王盛舟同志、西安医学院黄毅辉同志、湖南医学院陈万绪、胡纪湘、程冠生同志、山西医学院姚思叔同志、温州医学院金畴同志和第二军医大学鲍克以同志分头翻译,为争取时间供研究生和物理高师班等方面教学学教用,先将译稿油印试用,以后再修订。这本译稿有可能早日与同志们见面,是与这些院校的教材的支持、刻(打)印,西安医学院的印刷厂给以装订分不开的,谨表感谢。

医学物理学学会筹备组 编译组

1979年12月

序 言

物理科学与医学科学的相互作用迅速地增长起来。但是，它们之间作用的生长被称为语言障碍因素所阻碍。物理科学学生通常都不懂生理学词汇，而生理学学生有时又不很熟悉物理学工作者的数学语言。这本书企图减少这一障碍，它是为大学生及研究生的各种科学训练而写的。

前七章包括生理学的各种机能，而最后四章讲述基本原理及外探测的生理效应。在每一章中，作了物理学及生理学的一般介绍之后，我们讨论一些阐明近代使用的应用例题，及物理学与医学相互作用领域中实际探讨的一些例题。物理学的理解是显著地省略了。由于感官、神经元突觸及脑的研究文献篇幅是这样多，以致只能从文献本身求得理解。

这本书首先是由作为大学物理学生开设的课程而设计的，很快便为医学预科学生所采纳。因为这些在后期学习的学生通常只学过了一年的物理及微积分，因此，本书水平受到了限制。由于极少的学生学过物理化学，所以书后有一附录，它包括了所需的少量化学热力学。最后，由于学生化学知识不巩固，这一课程也不需要先修化学课，本书已反映了这一点。虽然为了参考或熟练目的，也偶而举出有机化学式，读者不必惊慌。学了一年微积分的读者，也不要为偶而出现微分方程过分耽爱。所用的微分方程是初级的，它们的解法或者已经指出，或者其解答可用代入法验证的。若此书在课堂上讲授，教员可在微分方程出现时多化些时间讲解。在第七章、第八章中，为了理解简单过程使用了比所需要的更多的导数，但这是为了全面完整，它可以省略而不损害其连贯性。

本书没有习题，因为此课程的目的只是为了减少这一语言障碍。对所有学生都陌生的内容也不进行测验。本课程的教学

学可以采用讨论方式。每一专题学完之后，各学生应独立地作一简要报告，通常可从参考书中获得进一步的细节。这一方法是非常成功的，并且学生都很快地认识到，语言障碍确实是减少了。

希望深入钻研的读者，可以查广博的由O. Glasser编辑的“医学物理学”I—III卷；(O. Glasser是芝加哥年鉴出版者，1944, 1950, 1960)。由Arthur Guyton编辑的“医学生理学教程”，生理过程更为广衰，是非常适宜于医学科学工作者读的。

第一章

牛顿的流体流动：呼吸及排尿

引言

一个生理系统是非常复杂的，它很少能作精确的计标。其容血及脉管全是弹性的，因此，它们的容积大小与压强有关。但是它们并不是由单纯的虎克弹性物质做成的。通常它们是由弹性常数不同的纤维合成的。在讨论该系统之前，我们必须复习一下适用于简单理想系统的原理。我们可以制作一个适当的近似的简单系统，它忽略了复杂系统一些细节，但至少能按我们了解复杂系统过程的性质。

除了盛载流体的器官及器口的复杂性之外，流体本身也是复杂的。除了空气与水，流体的粘滞性相对于切变力不是一个恒量。在简单的，或牛顿的流体原理建立之后，这些称为非牛顿的流体将在下章讨论。

压 强

系统密度 ρ 的定义是单位体积内它的重量， $\rho = m/v$ ，这必须与单位体积内的重量区别开来，因为后者包含重力。这样，在地球表面一立方呎的水重 62.4 磅，而它的密度是 $62.4 / 32.2 = 1.94$ 斯勒格在米制里，1 升水的质量是 1000 克，即 1 千克，它约佔 1000 厘米^3 。因而它的密度是 $1000 / 1000 = 1 \text{ 克/厘米}^3$ ，而它的重量是 $1000 \text{ 克} \times 980 \text{ 厘米/秒}^2 = 9.8 \times 10^5 \text{ 达因}$ 。在正确地考虑一个泵在无重力环境下做功与有重力作用下做功时，这些区别是必要的。

压强 P 定义为作用在单位面积上的正压力，或 $P = F/A$ 。设有一截面积为 A 的液柱，那么液体作用在柱底面积上的力就是它的重量。高为 h 的液柱的质量等于它的体积 Ah 乘以它的单位体积的质量（即密度 ρ ），即 $m = \rho Ah$ 。其重量 W 等于这一质量乘以重力加速度 g ，所以 $W = \rho A h g$ 。此重量即是液柱垂直作用在底面积 A 上的力，因此，压强为

$$P = \rho A h g / A = \rho g h \quad (1.1)$$

注意：若液柱上端与大气相通，则其上端的压强是由其上空气柱所产生的。空气柱高度愈高，其密度愈小，一直伸展到外层空间的真空区域。这便是某一地区的气压 P_0 ，在海平面它通常等于 14.7 磅/吋^2 ，或 $1.01 \times 10^6 \text{ 达因/厘米}^2$ ，所以，作用在液柱底面的压强为 $P = P_0 + \rho g h$ 。

气压亦通常以其所能支撑的汞柱高度来表示，这时汞必须置于排完气的管内。在这一情况下，汞的向下作用力必须等于气压向上的作用力。 $P_{Hg} = \rho g h = 13.6 \text{ 克/厘米}^3 \times 980 \text{ 厘米/秒}^2 \times h = 1.01 \times 10^6 \text{ 达因/厘米}^2$ 。

所以 $h = 76 \text{ 厘米}$ 。在生理系统，压强也常常用厘米水柱来度量。

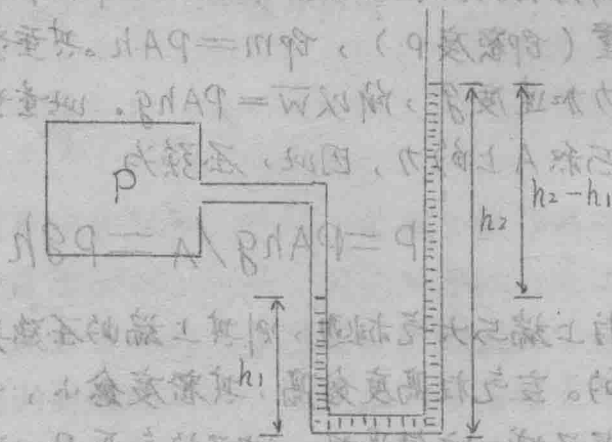
1-A-1

1 厘米水柱等于 1 厘米汞柱的 $1/13.6$ 。

从上面的讨论可以看出，记录压强有两种方法：其一为总的或绝对压强 $P = P_0 + P_g h$ ，另一为计示压强 $P - P_0 = P_g h$ ，即高于（或低于）大气压的压强。血压计便是计示压强的一个例子。它应与大气相通以求得平衡动脉的压强。如图 11-1 所示。（流量变化很小，忽略不计） $\Delta P = 0.05$

在图 1-6 中, 左边底端的压强是 $P + \rho g h_1$, 而右边底端的压强是 $P + \rho g h_2$, 其中 P 是动物系统内压强, P_0 是大气的压强。在两边底端的压强是相同的, 因为在相同深度各点的压强是相等的。故

$$p + \rho gh_1 = p_0 + \rho gh_2 \text{ 及 } p - p_0 = \rho g(h_2 - h_1) \quad (1.2)$$



注：塔底处温度 T_1 大，塔顶处温度 T_2 小，故塔内温度分布不均，塔底处温度高，塔顶处温度低，故塔内温度分布不均，塔底处温度高，塔顶处温度低，故塔内温度分布不均。

图 10.1 塔内温度分布示意图

高度 h ，通常按设计标准取零值，这种取值的面压设计示压。
强。其次，使用不同的泵，不同的一台球。内部的子案件于前
 $X = \frac{1}{100} \times 100 \times 100 \times 100 = 100 = 100$ 。在内部的子案件于前

續性

当不可压缩的流体通过实际的或理想的管子时，我们必须考虑在管子直径改变的情况下，怎样定量地表示不可压缩性。在图 1.2 中考虑两个截面 A_1 及 A_2 ，其流速分别为 U_1 及 U_2 。因为路程是速度与时间的乘积，所以，在 dt 时间内，我们可用 $U_1 dt$ 来表示通过截面 A_1 的液柱长度。这些液柱的质量是长度乘截面积再乘以密度，即 $\rho A_1 U_1 dt$ 。与此类似，通过截面 A_2 的质量 $\rho A_2 U_2 dt$ 。若流体是不可压缩的，其密度不变，则进入管中的质量必定等于流出的质量。即

$$\rho A_1 U_1 dt = \rho A_2 U_2 dt$$

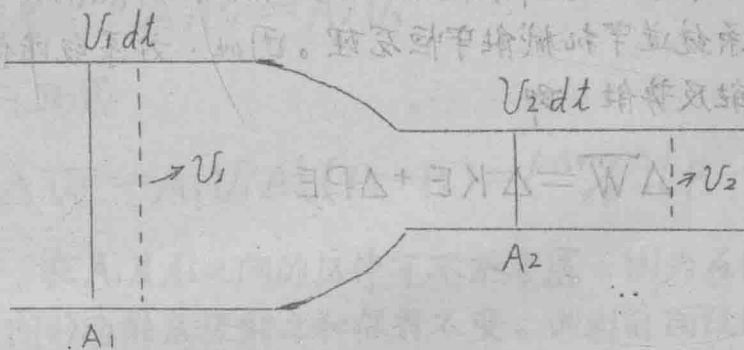


图 1.2 不可压缩流体在截面积改变的管中流动

因时间相等，故：

$$A_1 U_1 = A_2 U_2 \quad (1.3)$$

此式表示：沿着管子各处的 AU 乘积是一恒量，在管子狭窄处其流速增加，在管子粗壮处其流速减少。例如，在河流很窄处流速很快，而在很宽处则很慢。方程式 (1.3) 叫做连续方程，由于你假设是连续流动而密度不变，此式不过是质量守恒的陈述而已。

伯努利方程

当流体流动时，压强会改变。伯努利方程能量守恒及平面的连续方程对无粘滞的流动流体的总压强（绝对压强）导出一个普遍的定量。注意：我们说无粘滞的流体，是为了能导出表示压强随高度及速度的变化而变化的简单关系。如果流体是粘滞的或是湍流，则必须考虑能量损失项，它是由流体的摩擦做功而引起的，并耗散为热量。

图 1.3 是前面两图中流体质量的高度及速度改变的综合图。其中各个 h 表示其平均高度，而管子可以是任何形状或变成任一角度。推导伯努利方程的原理是，在没有热能损失的情况下，整个系统遵守机械能守恒原理。因此，对系统所做的功只转化为动能及势能，即

$$\Delta W = \Delta KE + \Delta PE$$

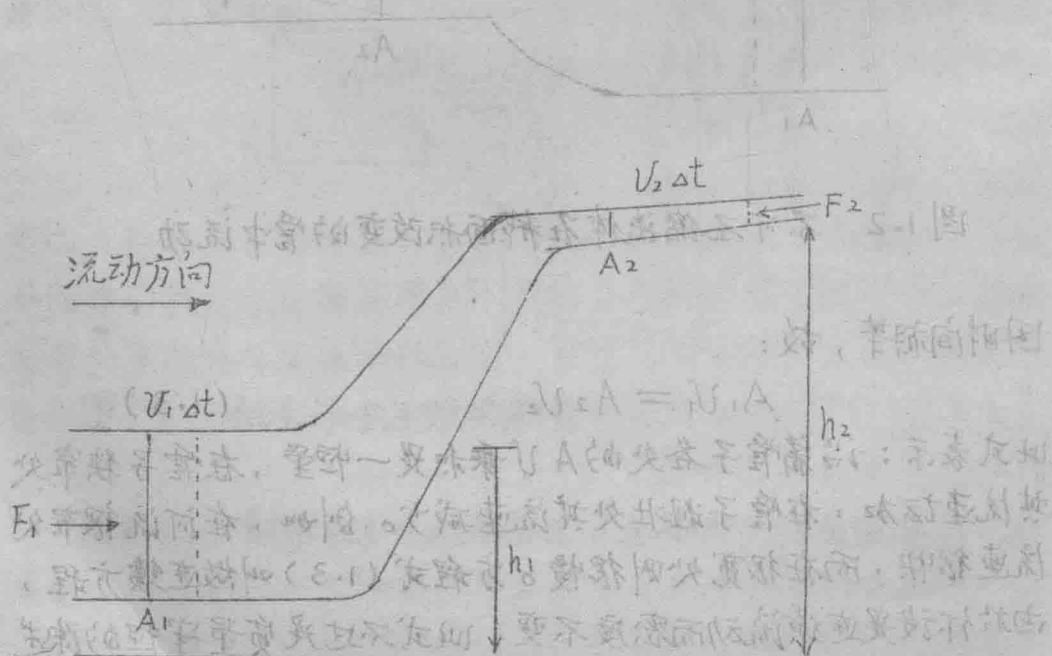


图 1.3 不可压缩流体在截面不同，高度也改变的管子中流动

要注意到 F_1 的方向与流流方向一致，它是做正功的；而 F_2 的方向与流流的方向相反，它是做负功的。在 Δt 时间内，流体左端前进了 $U_1 \Delta t$ ，而右端前进了 $U_2 \Delta t$ 。因为功等于 $F \cdot d$ ，故系统所做的净功是

$\Delta W = F_1 U_1 \Delta t - F_2 U_2 \Delta t = (P_1 A_1)(U_1 \Delta t) - (P_2 A_2)(U_2 \Delta t)$
其中压强定义为 $P = F/A$ 。在前一节中我们已知在体积 $A_1(U_1 \Delta t)$ 及 $A_2(U_2 \Delta t)$ 中的质量是相同的，即

$$\Delta m = \rho A_1 U_1 \Delta t \quad (1.4)$$

利用连续方程

$$A_1 U_1 = A_2 U_2 \quad (1.3)$$

则净功可写成

$$\Delta W = A_1 U_1 \Delta t (P_1 - P_2) = (\Delta m / \rho) (P_1 - P_2) \quad (1.5)$$

请注意，在 A_1 及 A_2 之间的流体可不加考虑，因为在所有时间内这一区间的动能及势能之和保持不变。回到前面谈到的机械能守恒。

$$\Delta W = \Delta KE + \Delta PE$$

将方程式 (1.5) 及 $\Delta KE = \frac{1}{2} \Delta m U^2$ 及 $\Delta PE = \Delta m g h$ 代入得

$$(\Delta m / \rho) (P_1 - P_2) = \left(\frac{1}{2} \Delta m U_2^2 - \frac{1}{2} \Delta m U_1^2 \right) + (\Delta m g h_2 - \Delta m g h_1)$$

消去各项中的 Δm ，并重新排列，得

$$P_1 + \rho g h_1 + \frac{1}{2} \rho U_1^2 = P_2 + \rho g h_2 + \frac{1}{2} \rho U_2^2 \quad (1.6)$$

这就是伯努利方程式，它无非是能量守恒的一种表述法。

如果我们再假设管壁没有摩擦作用，那可以预料到在流体速度增加的地方其压强便减少了。在图 1.4 中，我们看到称为文丘里流量计的装置，图中垂直管内液体的相对高度表示流

1-8.

体通过两截面时的相对压强。在截面狭窄处速度大些，因此方程(1.6)右边最后的动能项比左边对应项要大些。所以，若管子的高度变化可以忽略，则 P_2 小于 P_1 。

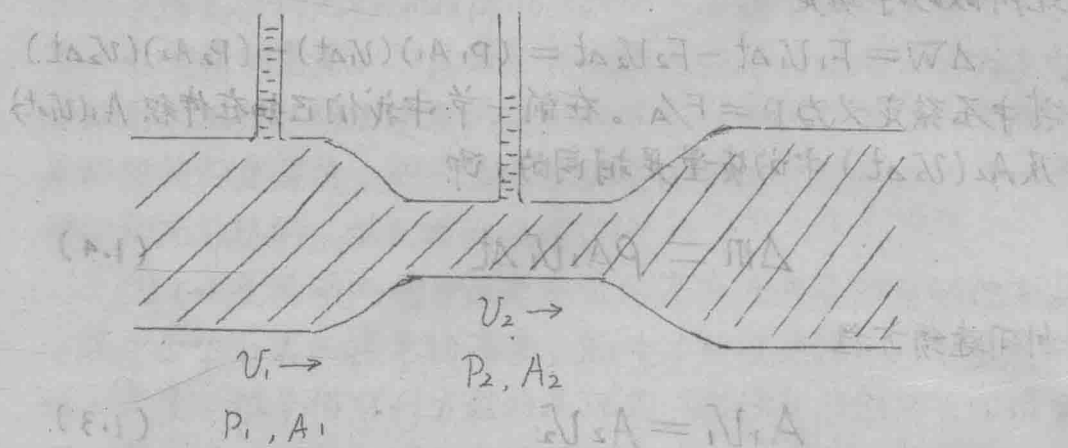


图 1.4 汾丘里效应图

粘 滞 性

由于有了粘滞性，为了使流体这一层在另一层上流动，则必须有力的作用。粘滞性愈大，所需的作用力也大。例如，我们必须用比拌搅一磅水更大的力来拌搅一磅蜜糖。

如果我们作用一切胁强于一个固体，则其形变正比于胁强的量值。如果我们作用一切胁强于单纯的流体，则流体流动。你设流体是不可以压缩的。这一假设并不过份，因为在通常流速不大的实验范围内，大多数流体是具有这一性质的。

你设在两平板之间充以液体，并在上面板上作用一向右的切力。由于液体的粘滞性，我们必须在下底板上作用一个相等相反的力，以维持下底板在原来的位置，如图 1.5 所示。你设在液体里有一列垂直的标记小珠，我们将看到小珠将向右移动，离开下

底板愈速的小珠其位移愈大。若将每一小珠对应于一层液体，那么，我们将看到每一层在其相邻层上滑动的图画，正如一付纸牌里的卡片一样。这样的各层滑动叫做层流。

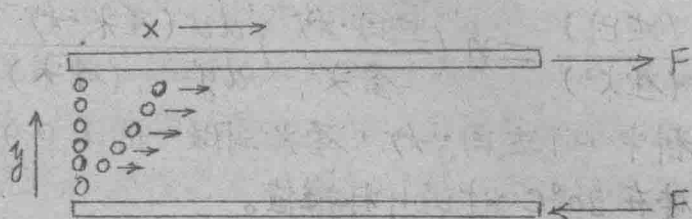


图1.5 当流体受到切力 F 时，在 $t=0$ 及 $t=\Delta t$ 时流体中标记小球的情况。

因为流动的阻力主要来自于液体各层间相互作用的内摩擦力，在某一给定力作用下所得到的流量决定于移动液层的面积 A 。因而决定于切应力，它定义为单位面积上的切力，即 F/A 。请注意在这种情况下， F 及 A 矢量互相垂直，而在图1.3中，它们是平行的。如果我们有小珠的动画片，那么就可以测量在一定时间内每个小珠的位移距离 x ，并可确定各层在 x 方向上的速度 $U = dx/dt$ 。如果我们有非常小的直径为 dy 的小珠，我们就可以作出速度梯度 dv/dy 图。应注意在图1.5中，速度与距离 y 是线性关系，于是 dv/dy 是一恒量。然而，这并不是实际情况。

如果我们对某一液体中标记小球运动的动画片做一系列的测量，我们将发现速度梯度是正比于切应力，即

$$dv/dy \propto F/A$$

在所有的牛顿液体里都保持这种正比关系，只不过是比例恒量 η 不同而已。 η 叫做粘滞系数，引入这个比例恒量使我们可以

将此比例关系括化为等式：

$$F/A = \eta (dv/dy) \quad (1.7)$$

η 的量纲由下式很容易确定：

$$\frac{F (\text{达因})}{A (\text{厘米}^2)} = \eta \left(\frac{\text{达因} \cdot \text{秒}}{\text{厘米}^2} \right) \frac{dv (\text{厘米} \cdot \text{秒}^{-1})}{dy (\text{厘米})}$$

在 CGS 制中，1 达因·秒·厘米² 叫做一泊 (P)。表 1.1 给出一些液体在 20°C 时的 η 标准值。

表 1.1

液体 20°C	η (P)
苯	0.0065
水	0.0100
血液	0.02-0.04
甘油	8.3
Caster 油	9.9
水	180×10^{-6}

表 1.2

水 (P)	温度 (°C)
0.0179	0
0.0131	10
0.0100	20
0.0080	30
0.0065	40

液体的粘滞性随着温度的升高而降低，表 1.2 表示水的粘滞性与温度的关系。这一现象是由于热作用在液体中产生了原子级大小的微小空间。在液体内的运动，只有当一个分子能推开另一分子时才能发生。若有一空间能容纳被推开的分子时，运动是容易的，因而粘滞性降低。

泊肃叶定律

我们现在认识到所有液体都有粘滞性，在层流范围内，它表示液体各层在相邻层上运动，而与固体界面接近的液层滑动最慢。现在将图 1.5 的上底板去掉而将下底板卷成一个管子，并使管内液体的压强一端高于另一端。若只考虑这一段管子，

那么流体压强产生切力。在我们所考虑这一般管子的前面有一反向的流体压强。如果没有反抗的流体摩擦力，那么，正向与反向压强之差将是一个加速力。现在来讨论图 1.6 管子中的流体的流动。若流体从左向右流动，则有一个向右的正压强 P_1 及一个向左的反向压强 P_2 。若我们考虑一半径为 r 充满流体的圆柱体，则使流体向右流动的不平衡的力是 $F = P \times A = (P_1 - P_2) \times \pi r^2$ 。因为此圆柱体以等速运动，即没有加速，那么该不平衡力一定和流体粘滞性产生的大小相等，方向相反的摩擦力相抵消。从方程式 (1.7) 可知，此摩擦力 $F_f = \eta A (dv/dy)$ ，对于长度为 L 的圆柱体，摩擦力是

$$F_f = \eta 2\pi r L (dv/dr) \quad (1.8)$$

这里离开平面的距离 y 改换成此图形中的 r ，(在中心 r 为零)。由于 v 随 r 的增加而减少，梯度 dv/dr 是负数。而且，摩擦力 F_f 与压强推动力 F 是反向的。由于二力平衡，故

$$\sum F = 0 = F - F_f = (P_1 - P_2) \times \pi r^2 + \eta 2\pi r L (dv/dr)$$

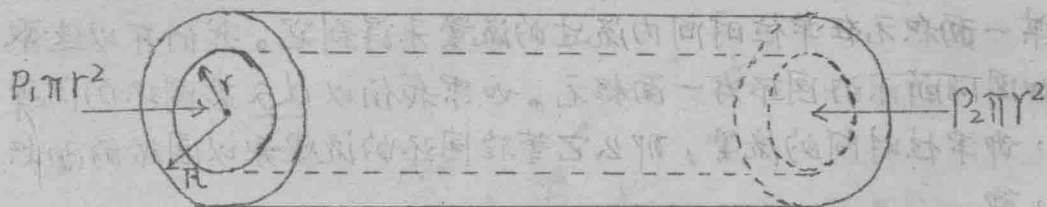


图 1.6 在管半径为 R 中流动的流体作用在半径为 r 的圆柱体上的力。

$$\text{即} \quad -dv = [(P_1 - P_2) / (2\eta L)] r dr \quad (1.9)$$

速度在下列区间变化，当 $r = R$ 时（管的内壁），速度为零；而当 r 在零与 R 之间时，速度为 v 。若要得到以 r 为函数的速度方程，只须将上式在这些上下限之间积分，即

$$= \int_0^R dv = [(P_1 - P_2) / (4\eta L)] \int_0^R r dr$$

积分后，得

$$U = [(P_1 - P_2) / (4\eta L)] (R^2 - r^2) \quad (1.10)$$

速度的剖面图是一个抛物线方程式，大致如图1.7所示。抛物线的实际形状取决于特定系统，方程式的参数。

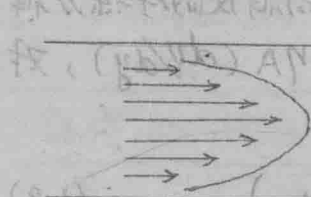


图 1.7 在刚性管中流动的液体其速度剖面图是一抛物线。



图 1.8 流体在半径为 R 的管内，其中有一半径为 r ，宽为 dr 的圆环。

一个有用的数量是通过管子的流率。我们可以从计算管内某面积元在单位时间内流过的流量来得到它。我们可以选取如图1.8所示的圆环为一面积元。如果我们以 dQ 表圆环的流率，即单位时间的流量，那么它等于圆环的流速乘以圆环的面积，即

$$dQ = v dA = v 2\pi r dr$$

将方程式 (1.10) 的 U 代入上式，并在 $r=0$ 到 $r=R$ 之间积分，得

$$Q = [(P_1 - P_2) / (4\eta L)] 2\pi \int_0^R (R^2 - r^2) r dr$$

即

$$Q = \pi R^4 / (8\eta L) (P_1 - P_2) \quad (1.11)$$

这就是泊肃叶定律，是由他首先推导出来的。为了纪念他，将粘滞性的单位叫做泊。若 $(P_1 - P_2)$ 不变，则流率随着粘滞性及管长的增加而减少。这些结果可以从经验中预料到的。所不能预料的是 R^4 的变化。这意味着，例如，若有一个管子其直径是另一个管子直径的一半，而其它条件都相同，则前者的流率只有后者的 $1/16$ 。

我们还应注意到，泊肃叶定律具有欧姆定律一样的形式，其中 Q 对应于电流， $(P_1 - P_2)$ 对应于电势差，而 $\pi R^4 / (8\eta L)$ 对应于电导。因而直流电路的定律可以直接应用于流体的流动，其串联并联电路（电阻是电导的倒数）相加如下：

$$R_{\text{总}} = R_1 + R_2 + \dots + R_n \quad (\text{串联})$$

$$\frac{1}{R_{\text{总}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} \quad (\text{并联})$$

而且也服从基尔霍夫律。

然而，还是有一明显的区别，导线的电导是与半径的平方成比例的，而在管内的流率是与半径的四次方成比例的。

雷 諾 数

如果将图 1.5 中的各个小球编以数码，则在层流情况下，虽然速度不同，小球仍维持其所编次序不变。如果流率增加，达到某一值时小球的次序就开始被流体中出现的局部旋涡扰乱。小球被扰乱的流动叫做湍流。在这种情况下，迫使流动的功大量地转化为流体内的摩擦功。

参看泊肃叶定理，方程式 (1.11)，对于在长度及半径均固定